



TITLE:

原子核の集団運動(基礎物理学の方向-湯川秀樹博士追悼シンポジウム-)

AUTHOR(S):

鈴木, 敏男

CITATION:

鈴木, 敏男. 原子核の集団運動(基礎物理学の方向-湯川秀樹博士追悼シンポジウム-). 物性研究 1982, 38(4): 21-27

ISSUE DATE:

1982-07-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/90749>

RIGHT:

原子核の集団運動

京大・基研 鈴木敏男

原子核の集団運動の研究には、二つの方向があります。一つは、有限多体系が故に複雑で多様な集団運動を完全に量子力学的に、しかも精密に記述しようとする息の長い研究と、もう一つは、余り理論の完全性には取られず、むしろ、より漸新な現象にどんどん目を向けて原子核構造の理解を深めていこうとする立場です。今日は、後者の立場に立って、最近の話題を2～3紹介したいと思います。

偶数個の核子から成る原子核の基底状態は、2～3の例外を除いて、スピン・パリティが 0^+ です。その第1励起状態は、励起エネルギーが100 keV～数 MeVで、また少数の例外を除けば、スピン・パリティが、全て 2^+ という状態です。この第一励起状態を一つの統一的な描像で説明したいというのは誰でも考えることで昔から取り組まれてきた問題ですが、これに対する最も primitive な古典的解釈は、良く知られているように、Bohrの流体模型によるものです。

丸い原子核の励起状態は、出来るだけ形を崩さない振動だとすれば、まず考えられるのは 0^+ 振動です(図1)。しかしその為には、原子核を圧縮したり膨らませたりしなければなりませんので、それよりも、その必要がなくしかも簡単な変形をもつ 2^+ 振動が、一番低い励起エネルギーをもって現われることが期待されます。そこで Bohr は 2^+ 振動の中でも最も単純な圧縮率が ∞ で渦のない hydrodynamical motion を考えました。そのような運動は図2のようなものですが、その velocity field, v は

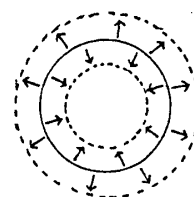


図1

$$v \sim \nabla r^2 Y_{20}(\hat{r})$$

と記述できます。Bohrはこの考えに従って半古典的模型を作り、朝永氏は、その量子力学的記述を試みた訳です。(それは1950年代の話です。)

しかし、第一励起状態に対するその試みは失敗に終わりました。問題は、その出発点に大きな落とし穴があったのです。というのは「もし velocity field が非圧縮で渦なしならば、その系には、photoreaction で励起される 2^+ 状態は一つしか存在し得ない。」ということが証明されるからです。実際には、そのような 2^+ 状態が原子核に2つ以上存在することが判っていますから、Bohrの仮定はおかしなことになってしまった訳です。しかしそれなら近似的にBohrの仮定が正しければ良いのではないかとも思えますが、第一励起状態に対しては近似的にも余り良くないことが、次のようにして判ります。

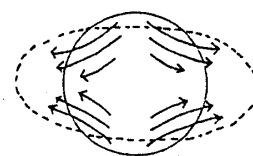


図2

原子核を photoreaction で励起するときの励起強度には、模型に依らない和則値が存在します。

$$\sum_n (E_n - E_0) \left| \langle n \left| \sum_{i=1}^A r_i^2 Y_{20}(\hat{r}_i) \right| 0 \rangle \right|^2 = \frac{3A}{4\pi m} R^2 (\equiv S_2)$$

(A : 核子数, m : 核子数の mass, R : 核半径)

ここで E_n は状態 $|n\rangle$ のエネルギーです。右辺は良く判っている量ですから和則値 S_2 は確定しています。「もし振動状態か渦なしで非圧縮性の運動をするとすれば、その状態は上の和則値を尽くしてしまう」ことが証明出来ます。即ち、その状態、 $|\omega_2^+\rangle$ に対する励起強度は

$$\omega_2^+ | \langle \omega_2^+ | \sum_{i=1}^A r_i^2 Y_{20}(\hat{r}_i) | 0 \rangle |^2 = S_2$$

となります。ところが第1励起状態に対する実験値は、 S_2 の高々10%しか与えず、これでは近似的にも Bohr の仮定が第一励起状態に対して成り立っているとは言えないでしょう。(多くの教科書で、第一励起状態に対して、一見、Bohr の流体模型が近似的に成立するような絵、図2、を描いているのは誤解のもとです。) こうして、Bohr の半古典的模型は暫くの間、葬り去られ、第一励起状態の解釈は、むしろ古典的 image の湧き憎い shell structure を反映した微視的な記述に頼ることになった訳です。しかし、それも容易な道ではなく、今もって多くの人々が悪戦苦闘して居り、この問題は、始めに述べた第一の方向の大きな研究課題になっています。

さて、1973年に思い掛けない発見がありました。それは'70年代の原子核物理に於る重要な発見の一つであった訳ですが、第一励起状態の 2^+ の他に、その10~100倍程の励起エネルギーのところに、軽い核から重い核まで系統的に、もう一つの 2^+ 状態が存在することが判ったのです。その励起エネルギーは $63/A^{1/3}$ (MeV) (A ; 核子数) という形に表わせるもので、軽い核では20MeV、重い核では10MeV程度です。実験的に明らかにされたその状態の最も特徴的なことは、その励起強度が和則値 S_2 の90~100%を尽くしているということでした。そうしますと、Bohr の非圧縮、渦なし運動の仮定は、この新しくみつかった状態に適用されるべきであったということに気付かれることと思います。実際、先程とは逆の証明、即ち、「一つの振動状態が和則値を尽くしてしまうならば、その運動は非圧縮で渦なしである」ということが証明出来ます。そういう運動であるという立場に立って、励起エネルギー、 $63/A^{1/3}$ MeV も、うまく説明されています。

こうして Bohr も予想しなかった高いエネルギーのところに、彼の流体的イメージが近似的に成り立つ状態が最近になって発見された訳ですが、この状態の存在は、その構造の面白さのみに止まらず、色々な他の問題の理解も深める重要なものでした。ここでは、一つの例として、原子核内にある中性子の有効電荷の問題を述べたいと思います。自由な中性子は勿論電荷を持ちませんが、核内では有効電荷を有すとした方が、色々な計算が大変便利になります。見掛け上有効電荷をもつ原因は、次のような機構によるものです。今、丸い密度分布をもつ原子核に一つの中性を加えた系を考えます。その様子は図3のように描けるでしょう。(最後の粒子は、丸い原子核のつくる一体場の中の j -状態に入っているとします。)

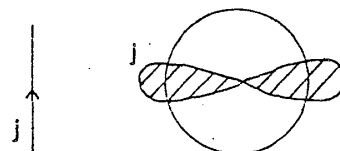


図3

しかし、最後の粒子と丸い原子核の間には強い引力が働きますので、図3よりも図4の方がエネルギー的に得をする筈です。図4の様子は、丸い原子核自体も励起されていることを意味するので、図3の波動関数で展開すれば lowest order で図5の

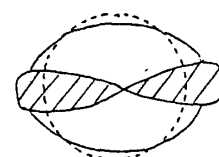


図4

ようなダイアグラムで書けるものでしょう。波線 ω は、最後の粒子との相互作用によって励起された原子核の振動状態を示しています。従って、図5の状態が、外場との電磁的相互作用によって、他の状態 j' へ遷移する場合には、図6のような3個のダイアグラムを計算すれば良い訳です。最後の粒子が中性子の場合、図6-(a)の寄与はありませんから、(b)と(c)を計算しなければなりません。ところが ω として、新しく発見された 2^+ 状態が励起されているとすると、 e を電荷として

$$(b) e + (c) e = \frac{1}{2} e (a)$$

を近似的に導びくことが出来ます。従って、(b)、(c)を、色々な原子核の、色々な遷移に応じて計算するという必要はなく、中性子が恰も $0.5 e$ の電荷をもっているとして(a)のみを計算すれば良いということになります。実際、このように核内の中性子が、大きな有効電荷をもって運動していることは良く知られていた現象で、その主な原因は、新しく発見された 2^+ 状態と密接に関係していた訳です。

さて、前に述べたような集団運動状態の古典的な理解は、他の現象、例えば Heavy Ion Reaction への応用などを簡単にしますが、他の色々なモードの存在の予想も容易にします。まず、始めにちょっと述べた原子核が縮んだり膨らんだりする 0^+ 振動、即ち、Breathing Modes も存在しそうですが、実際、 $80/A^{1/3}(\text{MeV})$ という高い励起エネルギーのところに、2~3年前に発見されました。その励起エネルギーから核物質の圧縮率は 200 MeV 程度ということも判り、この値は高密度核物質の研究等に於て重要なものです。(水滴の圧縮率は $\sim 4 \text{ eV}$) しかし、振動の大きさは、原子核の半径 10 fm に対して 0.1 fm 程度のものですから、 0^+ 振動は、高密度核物質の様子を直接知らせてくれるものではありません。

また、原子核は、スピンの z -成分が $\pm 1/2$ の中性子と陽子から出来ていますから、結局、原子核は4種の核物質から成るとも考えることが出来ます。この描像では、図2は4種の物質が同じ位相で運動していることを意味しています。従って、それらが逆位相で振動するようなモードも考えられますが、実際そのような状態も見つかっています。その中で古くから良く知られているものは、中性子群と陽子群が1振動をする状態ですが、例えば、図7のような 2^+ 状態も、最近、 $\sim 130/A^{1/3}(\text{MeV})$ の励起エネルギーをもって発見されました。この励起エネルギーが、図2の 2^+ と比して高いのは、主に次の3つの理由に依ります。一つは、中性子と陽子の overlap が悪くなった部分で引力のエネルギーを損をすること、二つ目は、同じところで symmetry energy が増加すること、そして三つ目は、図7の振動の mass parameter が、図2の場合よりも小さくなる為です。第3番目の原因は、次のように解釈出来ます。中性子と陽子が逆位相で振動するという描像の中には、mass, m_N をもった核子が実際に運動するだけでなく、charged π 中間子が飛んで effective に中性子と陽子が逆位相で振動しているように見えることもある訳です(図8)。 π の mass, m_π は $m_\pi < m_N$ です

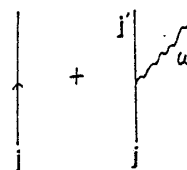


図5

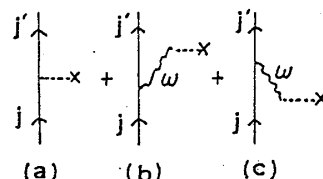


図6

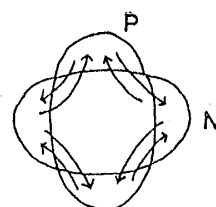


図7

ので、従って核子の mass は見掛上軽く見え、振動の mass parameter は小さくなります。理論的には大体 $m_N/(1+\kappa)$ となりますが、 κ の値は photoreaction の total cross section と関係していることから、 $\kappa = 0.4$ 程度と考えられており、上記のような集団運動の議論には重要な因子であることが判ると思います。 $(m_N/(1+\kappa))$ は核物質の結合エネルギーの計算などに現われる有効質量 m^* とは違うものです。）

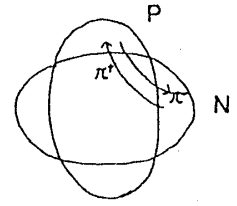


図 8

原子核の集団状態に於る核子以外の自由度の重要性は、アイソスピンの他にスピンの自由度も関与するようになると一層重要になります。このことを示す為、一般には図 9 のような運動も、最近、徐々に見つかっていますが、以下では、スピンとアイソスピンが関与するモードの中で最も単純なものを例にとってみます。

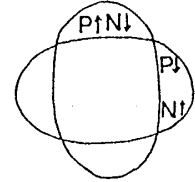


図 9

今まで述べてきたような集団状態は、微視的描像に依れば、1 particle (p)—1 hole (h) states の重畳として記述出来ます (図 10)。最も単純な励起は $1p-1h$ 状態で、集団運動の性質を賦与する為には、それらの重畳として記述すれば良いことは判ると思います。 $1p-1h$ 状態間の結合は、図 11 のように 2 体の相互作用による訳です。今、その 2 体力の中で最も単純なスピン・アイソスピン相互作用、

$$V = \kappa_{\sigma\tau} \tau_i \cdot \tau_j \cdot \sigma_i \cdot \sigma_j \quad (\kappa_{\sigma\tau} : \text{constant})$$

を考えてみます。 i の中でも特に、

$$V \ni \kappa_{\sigma\tau} \tau_{+i} \sigma_{+i} \tau_{-j} \sigma_{-j}$$

という成分を通して散乱する $1p-1h$ 状態に注目してみます。従って、問題にしようとしている集団状態は、図 12 のような散乱を通して出来る状態になりますが、それは、中性子状態を hole、そのスピンを反転させた陽子状態を particle とする状態の重畳として記述できる図 13 のようなものです。そのような状態は、実は

$$\sum_n \left| \langle n | \sum_{i=1}^A \tau_{-i} \sigma_{-i} | 0 \rangle \right|^2 = 8 (N-Z)$$

(N : 中性子数, Z : 陽子数) という、外場 $\tau_{-}\sigma_{-}$ に対する応答関数の和則値を尽くしてしまう一種の集団

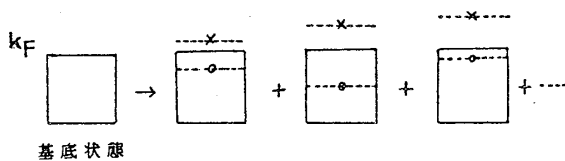


図 10

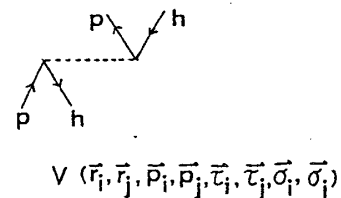


図 11

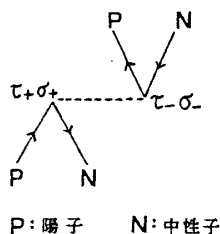


図 12

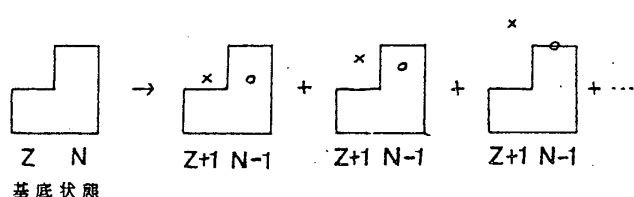


図 13

状態です。($\tau_z = +1$: 中性子, $\tau_z = -1$: 陽子) この状態は, $\tau_- \sigma_-$ が Gamow-Teller 型 β -decay を起す operator であることに因んで Gamow-Teller 型 (GT) 集団状態と呼ばれています。実際このような集団状態が存在するかどうかは高エネルギーの (p, n) 反応で強く励起される状態を探せば良い訳ですが, '80 年から '81 年にかけての実験で, その存在が確かめられました。

この状態の発見は, 核内 β -decay の理論にとって, 大変重要なものですが, 更に, その実験は, 一つの面白い事実を明らかにしました。発見された GT 状態は, 予想に反して, 和則値の $\frac{1}{2}$ 程度しか尽くしていないことが判明したのです。このようなことは, 前に述べた他のモードではなかったことで, 夫々, そのモードに対する和則値を大部分尽くしてしまう集団状態でした。このスピン・アイソスピンモードに対する和則値の半分の行方を説明する為に, 色々な効果が, 核子の自由度の中で, 考えられましたがうまく行きませんでした。

そこで, スピン・アイソスピンモードの励起をクォークレベルまで溯って考えてみることにします。クォークモデルに依れば, $\tau_- \sigma_-$ という operator は

$$\tau_- \sigma_- = \frac{3}{5} \sum_{q=1}^3 \tau_-^{(q)} \sigma_-^{(q)}$$

となります。従って, 例えば, $\tau_- \sigma_-$ が spin-up の中性子を, spin-down の陽子に変えるというのは, 図 14 のように表わせます (ここでは $\tau_z = +1$: d -クォーク, $\tau_z = -1$: u -クォークと約束)。ところが, $\tau_-^{(q)} \sigma_-^{(q)}$ によって, 図 15 のような遷移も可能です。従って原子核の中に $\sum \tau_{+i} \sigma_{+i} \tau_{-j} \sigma_{-j}$ という相互作用があれば, 図 16 のような散乱を通して, 陽子 particle-中性子 hole という状態に, Δ particle-核子 hole という状態が結合することになる筈です。その結果, GT 状態は, 図 17 のように陽子 particle-中性子 hole 状態と, Δ particle-核子 hole 状態との重畳で書けるということになる訳です。しかし, $\Delta(1232)$ と核子の mass の差が 300MeV ということを考えると, coupling が十分なものか不安になります。ところが, coupling の matrix element をみてみますと,

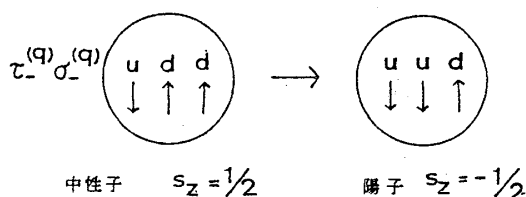


図 14

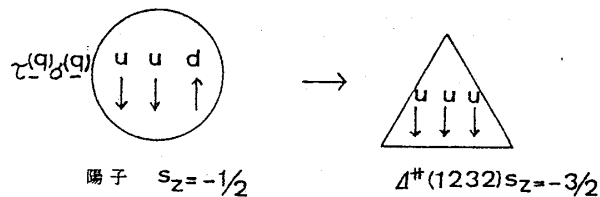


図 15

$$\frac{\sum_{P,N} |\langle P | \tau_{-\sigma_-} | N \rangle|^2}{\sum_{\Delta, h} |\langle \Delta | \tau_{-\sigma_-} | h \rangle|^2} = \frac{25(N-Z)}{16A} < 1$$

(h; N, P)

のように、 Δ particle-核子(h)hole状態がより大きな matrix elementを持つ為に、両者の結合は無視出来ないものになります。(上式で分子が $(N-Z)$ に比例するのは、核子の自由度のみを考えた場合、pauli principleの為に、 $(N-Z)$ 個の中性子のみが陽子に成り得るのに対して、分母が A に比例するのは、Pauli principleを気にせずに、全ての核内の核子が Δ に成り得るからです。)

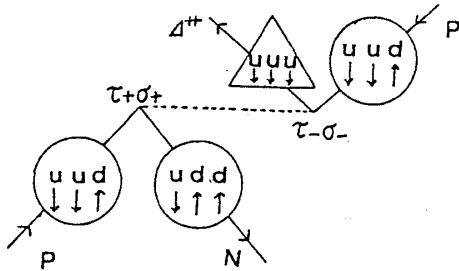


図 16

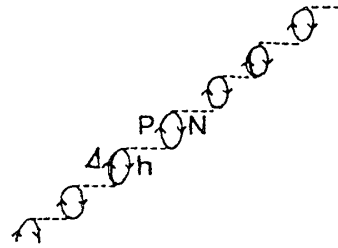


図 17

結局、求めるべき問題は、ハミルトニアン

$$H = \sum_{i=1}^A H_0(i) + \frac{1}{2} \kappa_{\sigma\tau} \sum_{ij} \tau_{+i} \sigma_{+i} \tau_{-j} \sigma_{-j}$$

を、 Δ の自由度まで考慮してクォークモデルに従って解いてみることです。それは、状態空間を 1 particle-hole状態に限れば analyticに解くことが出来ます。しかし、結合定数、 $\kappa_{\sigma\tau}$ 、の値は、現在のところ全く未知の量なので、解いた結果が、GT状態に対する励起エネルギーの実験値を正しく再現するように決めることにします。その結果、

$$\kappa_{\sigma\tau} \approx 26/A \text{ (MeV)}$$

が求まります。(実は、 $\kappa_{\sigma\tau}$ は、玉垣先生のお話にあった π 中間子凝縮の問題で重要な働きをする Landau パラメーター、 g' 、と

$$\kappa_{\sigma\tau} \approx \frac{1}{2} g' \frac{f_\pi^2}{m_\pi^2} \frac{\rho_0}{A} \left(\frac{f_\pi^2}{m_\pi^2} = 392 \text{ MeV fm}^3, \rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3} \right)$$

という関係にあり、上の $\kappa_{\sigma\tau}$ の値は、 $g' \approx 0.7$ を与え、normal densityにある有限核での π 凝縮の存否の問題には、否定的な答を与えるものです。)

さて、上の $\kappa_{\sigma\tau}$ の値を使って、始めの問題であった、GT状態の励起強度を計算してみますと、

$$|\langle GT | \sum_{i=1}^A \tau_{-i} \sigma_{-i} | 0 \rangle|^2 \approx 0.6 \times 8 (N-Z)$$

が求まります。即ち、実験で明らかにされた quenching 現象が、非常に良く説明されることが判ります。

(GT状態に於ける($\Delta-h$)状態の振巾は5%程度です。)以上で述べたことを、もう一度簡単に言えば、図18のようになります。陽子particle-中性子hole状態と Δ particle-核子hole状態間の斥力による結合の為に、核子のみの自由度による励起強度が、300MeV付近の Δ particle-核子hole状態に吸収されてしまった訳です。

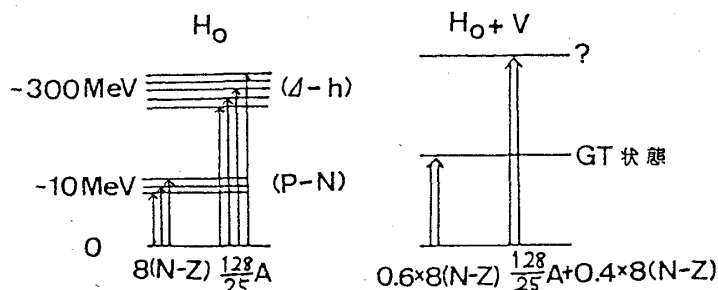


図18

このように、GT状態の発見に共なって明らかになったスピン・アイソスピンモードに対する励起強度の quenching 現象は、核子の particle-hole 励起だけではなく、核子自身の内部励起、即ち、subnuclear excitationsも考えることによって理解されることが判り、ここ1年の間に、この分野でも核子以外の自由度の重要性が十分認識されるようになりました。

ところで、原子核の中に、集団的 GT状態を構成する原因となる $\kappa_{\sigma\tau} \tau_i \cdot \tau_j \sigma_i \cdot \sigma_j$ という相互作用が存在するという事は、取りも直さず、 Δ particle-核子 hole 状態間同士にも、図19のような散乱が存在するという事です。その結果 GT状態と同じように、しかし今度は主に、 Δ particle-核子hole状態の重畳から成る集団運動が構成されることとなります(図20)。このような状態は、前の $\kappa_{\sigma\tau}$ を使えば、励起エネルギー、350 MeV 付近に存在することが期待されるのですが、実験的に如何にして観測されるかは、現在検討されている段階です。(in Colorado Conference March 25-27)。その存在の予言も、quenching 現象の説明からは自然に導かれる結論ですが、まだまだ、定性的な議論の領域を出ていません。しかし何れにしろ、核子以外の自由度による集団運動が実在するならば、今後、この分野の研究は、更に魅力を増し加速されるものと思われます。

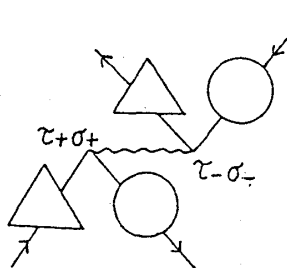


図19

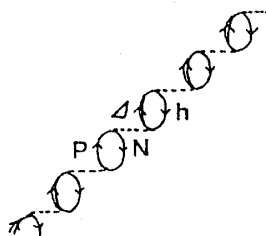


図20